ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 30 SEPTEMBRE 1940.

PRÉSIDENCE DE M. HYACINTHE VINCENT.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

SPECTROSCOPIE. — *Application à des molécules intéressantes de l'analyse nouvelle des spectres moléculaires. Relation simple entre les fréquences d'une même molécule dans les états gazeux, liquide et solide.* Note de M. **HENRI DESLANDRES**.

1. La Note actuelle est la suite de 5 Notes présentées les 2 novembre et 27 décembre 1938, les 23 octobre et 11 décembre 1939 et le 19 février 1940, et qui toutes sont consacrées à l'analyse nouvelle des fréquences moléculaires infrarouges. Cette analyse révèle les actions qui s'exercent à distance entre les molécules, actions négligées jusqu'ici, mais dont l'importance est réelle. En fait chaque atome ou groupe d'atomes a ses vibrations propres déterminées par l'approche d'un autre atome ou groupes d'atomes de la molécule ou par l'approche d'une autre molécule, et la fréquence émise est reliée par une loi simple à ses électrons et anneaux d'électrons activés (1). Cette fréquence, surtout par la résonance, agit sur les autres

---

(1) Cette loi est résumée dans la formule (1) $\nu = q d_1/s'r'$, ν étant la fréquence émise, d_1 la constante universelle 1062,5, s' le nombre des électrons activés par sous-anneaux et anneaux, q et r' des nombres entiers. Toutes les parties de la molécule stable doivent émettre la même fréquence ou des fréquences très voisines, et la même règle simple s'applique aux complexes de Werner.

La résonance est une cause nouvelle à invoquer pour expliquer la catalyse, toujours assez mystérieuse. Le catalyseur favorise la formation des composés qui ont avec lui en commun des fréquences ou simplement des nombres s' d'électrons activables. Voir *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 341.

éléments de la molécule et sur toutes les molécules voisines qu'elle peut atteindre.

Jusqu'ici les chimistes ont surtout envisagé les actions de contact entre les molécules, actions qui sont en général très brèves, mais les actions à distance par le rayonnement se maintiennent pendant un temps beaucoup plus long, d'où leur influence non négligeable.

Ces recherches, poursuivies sur plus de 200 molécules, ont fait connaître les lois simples de leur formation (voir les 22 Notes publiées depuis 1930). De plus elles assurent une explication aux variations curieuses, au premier abord singulières, que subissent les spectres moléculaires avec les variations de température, surtout dans le passage de l'état gazeux aux états liquide et solide.

Les trois Notes précédentes exposent les variations des 7 molécules PH^3, PD^3, SiH^4, S^2, NH^3, ClH et C^2H^2, dont certaines fréquences, en général intenses, du gaz et du liquide, ont des différences notables, explicables en partie par la formation de polymères dans le liquide. Les autres fréquences ont des différences plus faibles, dont la cause doit être différente.

A priori, pour l'action du rayonnement, les conditions sont différentes dans les trois états gazeux, liquide et solide. Dans le gaz les molécules se meuvent dans tous les sens et se heurtent, et ces chocs donnent naissance aux divers arrangements possibles des atomes et de leurs électrons, activables par sous-anneaux et anneaux. D'autre part l'analyse nouvelle nous apprend que chaque fréquence dite de vibration est un harmonique de plusieurs fréquences élémentaires, dues à des arrangements différents des atomes et des électrons, et il est même probable que le nombre des fréquences de la molécule est simplement le nombre des groupes distincts de ces arrangements. Les molécules dont l'arrangement intérieur est rattaché à l'un de ces groupes sont à rapprocher. La fréquence émise par l'une d'elles est imposée par la résonance à toutes les autres, l'intensité de la résonance étant variable avec la distance et avec la différence des fréquences. Chaque molécule du groupe émet donc toutes les fréquences de son groupe qui sont différentes, mais très peu ([2]). La résultante finale

---

([2]) Le cas de ces harmoniques réunis sur la molécule est celui bien connu des pendules qui, fixés chacun à des supports distincts, ont des périodes un peu différentes, et la même période quand ils sont tous fixés à un même support. Il sera d'ailleurs utile d'étudier le spectre Raman avec une dispersion très forte.

est la fréquence du spectre, représentée par une raie qui doit être assez large et varier avec la température; car elle doit être très voisine de la fréquence de l'arrangement spécial imposé par les chocs à la majorité des molécules du groupe. Or la force moyenne des chocs et donc aussi l'arrangement le plus fréquent varient avec la température.

Dans l'état liquide la mobilité des molécules est moindre et la formation des polymères apporte une complication. Enfin, dans l'état solide, les molécules sont fixes et leurs éléments sont activés surtout par les rayonnements venus de l'extérieur. Les polymères sont plus nombreux, mais, à certains égards, l'émission doit être plus simple que dans les deux autres états.

II. La Note actuelle étend la recherche expérimentale à l'état solide, en utilisant les données nouvelles importantes dues aux physiciens de l'Inde, Sirkar et Gupta, qui ont relevé les spectres Ramân à la température très basse de l'oxygène liquide. J'étudie et je compare les spectres de l'hydrogène sulfuré H^2S, gazeux, liquide et solide, mesurés par les mêmes auteurs. Les résultats sont condensés dans le Tableau XII ci-après.

Le gaz a une seule fréquence ν 2615, le liquide aussi une seule fréquence ν 2576, un peu plus petite; mais le solide a 4 fréquences ν 2558, 2547 et 2523, encore plus petites, qui représentent la division en trois parties de la raie précédente, et la 4e ν 80, très petite, qui est le milieu d'une bande et probablement une raie dite de vibration, accompagnée de raies secondaires dites de rotation et non résolues. Des raies similaires intenses, fines et de fréquence très petite, ont été signalées par les physiciens hindous dans d'autres molécules à des températures très basses.

Le tableau présente d'abord les fréquences du gaz et du liquide, puis une fréquence du solide, juxtaposées pour la comparaison. La fréquence du gaz est un multiple de $d_1/13$ avec le résidu le plus petit de l'analyse. A noter que les fréquences principales des molécules S — S, S — O^2, sont des multiples de $d_1/12$ $2a'$. 12 étant le nombre d'électrons du premier anneau et du sous-anneau suivant de S. Dans H^2S, le nombre s' 13 correspond à l'arrangement SH — H, qui est le plus fréquent dans le gaz; l'arrangement S — H^2 est aussi représenté dans le gaz par les nombres s' 12, 14 et 16, mais avec des résidus assez forts. D'autre part la fréquence du liquide est un multiple de $d_1/13 \times 2$, et celle du solide un multiple de $d_1/13 \times 6$. On peut en inférer que le liquide contient de nombreux polymères n° 2 du gaz et le solide de nombreux polymères n° 6.

Ensuite sont présentés quatre groupes de fréquences émises dans deux

Tableau XXII. — *Analyse de fréquences infrarouges de molécules.*

Liste *Act.* — Nombres *s′* d'électrons des anneaux (a.), des sous-anneaux et anneaux (a′.), activables dans les atomes et groupes d'atomes de la molécule H^2S et de ses polymères.

Hydrogène sulfuré H^2S (¹).

	$S—H^2$.	$SH—H$.	SH^2.	S^2H^4.	S^3H^6.	S^6H^{12}.	
1 a′...........	*4*	*5*	*6*	*12*	*18*	*36*........	*1* a′.
1 a.............	*6* 2	*7* 1	*8*	*16*	*24*	*48*........	*1* a.
2 a′...........	*12*	*13*	*14*	*28*	*42*	*84*........	*2* a′.
2 a.............	*14*	*15*	*16*	*32*	*48*	*96*........	*2* a.
3 a.............	*16*	*17*	*18*	*36*	*54*	*108*........	*3* a.

Molécule et mode d'excitation.	Intensité entre ( ) et fréquence de la radiation en cm⁻¹.	Multiple correspondant de $d_1/s'r'$	et résidu.	Nombre *s′* d'électrons activés dans l'atome ou groupe d'atomes et nombre de sous-anneaux et d'anneaux activés (a'_1 et a_1).
H^2S Gaz Raman.........	$\nu = (5)\ 2615 =$	$32\ d_1/\ 13$	$-0,4$	13 de $SH—H$ 2a′.
18 électrons, 1 fréq..	id. $=$	$64\ d_1/\ 13\times2$	$-0,4$	id.
Liquide Raman.....	$\nu = (5)\ 2576 =$	$63\ d_1/\ 13\times2$	$+1,5$	26 de $S^2H^2—H^2$ 2a′.
1 fréquence.........	id. $=$	$189\ d_1/\ 13\times6$	$+1,5$	id.
Solide à −180° Raman.	$\nu = (5)\ 2547 =$	$187\ d_1/\ 13\times6$	$-0,3$	78 de $S^6H^6—H^6$ 2a′.
4 fréquences........				
Liquide Raman.....	$\nu = (5)\ 2576 =$	$165\ d_1/\ 68$	$-2,1$	34 de $S^2H^2—H^2$ 3a.
Solide à −180° Raman.	$\nu = (5)\ 2547 =$	$163\ d_1/\ 68$	$+0,1$	68 de $S^4H^4—H^4$ 3a.
Liquide Raman.....	$\nu = (5)\ 2576 =$	$131\ d_1/\ 54$	$+1,6$	27 de $S^2H^3—H$ 2a′. ou 54 de $S^3H^6—H^6S^3$ 3a.
Solide à −180° Raman.	$\nu = (5)\ 2558 =$	$130\ d_1/\ 54$	$+0,1$	54 de $S^4H^6—H^2$ 2a′.
Gaz Raman.........	$\nu = (5)\ 2615 =$	$155\ d_1/\ 63$	$+0,9$	7 de $SH—H$ 1a.
Solide à −180° Raman.	$\nu = (5)\ 2547 =$	$151\ d_1/\ 63$	$+0,4$	63 de $S^9H^9—H^9$ 1a. ou 21 de $S^3H^3—H^3$ 1a.
Gaz Raman.........	$\nu = (5)\ 2615 =$	$197\ d_1/\ 80$	$-1,4$	16 de $S—H^2$ 3a.
Liquide Raman.....	$\nu = (5)\ 2576 =$	$194\ d_1/\ 80$	$-0,5$	10 de $S^2H^2—H^2$ 1a′.
Solide à −180° Raman.	$\nu = (6)\ 2523 =$	$190\ d_1/\ 80$	$-0,4$	40 de $S^6H^4—H^8$ 1a.; 80 de $S^6H^8—H^4$ 2a′.
Solide à −180° Raman.	$\nu = (3)\ \ 80 =$	$d_1/\ 13$	$-1,7$	39 de $S^6H^3—H^9$ 1a.; 78 de $S^6H^6—H^6$ 2a′.(²).
Milieu d'une bande..	id. $=$	$2\ d_1/\ 27$	$+1,3$	27 de $S^6H^3—H^9$ 1a′.
id.	id. $=$	$3\ d_1/\ 40$	$+0,3$	40 de $S^6H^4—H^8$ 1a′. et de $S^3H^4—H^2$ 2a′.
id.	id. $=$	$4\ d_1/\ 53$	$-0,2$	53 de $S^3H^5—H$ 3a.
id.	id. $=$	$4\ d_1/\ 54$	$+1,3$	54 de $S^3H^6—H^6S^3$ 3a.
id.	id. $=$	$5\ d_1/\ 66$	$-0,5$	33 de $S^6H^9—H^3$ 1a′.
id.	id. $=$	$6\ d_1/\ 80$	$+0,3$	80 de $S^6H^8—H^4$ 2a′.
id.	id. $=$	$7\ d_1/\ 92$	$-0,8$	92 de $S^6H^8—H^4$ 2a.
id.	id. $=$	$7\ d_1/\ 93$	$+0,0$	93 de $S^6H^9—H^3$ 2a.
id.	id. $=$	$7\ d_1/\ 94$	$+0,9$	94 de $S^6H^{10}—H^2$ 2a.
id.	id. $=$	$8\ d_1/105$	$-0,9$	105 de $S^6H^9—H^3$ 3a.
id.	id. $=$	$8\ d_1/106$	$-0,2$	106 de $S^6H^{10}—H^2$ 3a.
id.	id. $=$	$8\ d_1/107$	$+0,6$	107 de $S^6H^{10}—H$ 3a.

(¹) Les fréquences du tableau sont extraites de l'ouvrage de Magat sur l'Effet Raman de 1937 et du mémoire de Sirkar et Gupta, *Indian Journal of Phys.*, 10, 1936, p. 227.

(²) Dans l'analyse de ν80 et des autres fréquences, le tableau donne les arrangements d'atomes S^6H^{12-n} — H^n dont la fréquence a un résidu suffisamment petit, et pour lesquels, de plus, *n* est un sous-multiple du nombre *s′* de S^6H^{12-n}. Ainsi, avec $3d_1/40$, rattaché à $S^6H^4—H^8$, $d_1/40$ est la fréquence de S^6H^4 1a. et $d_1/8$ la fréquence de H^8, et comme $40 = 8 \times 5$, par un effet de résonance, $d_1/8$ est divisé par 5, le nombre *r′* de la formule (1) étant alors égal à 5. Les deux parties de la molécule vibrent ainsi en parfait accord, ce qui est une condition nécessaire à la stabilité.

ou trois états de la molécule et qui sont des multiples d'une même fréquence élémentaire rattachée à un arrangement particulier des électrons ([3]). Leur examen conduit à admettre la formation des polymères n° 3 et n° 4, mais les arguments à l'appui sont moins forts que dans le cas précédent. Parmi les trois grandes fréquences de l'état solide, la fréquence ν 2523, égale à $19d_1/8$, est émise seulement par l'arrangement $S - H^2$ et ses polymères.

Enfin le tableau donne l'analyse détaillée de la petite fréquence ν 80, égale à $d_1/13$ et donc attachée à l'arrangement SH — H et à ses polymères. De nombreux arrangements du polymère S^6H^{12} sont indiqués comme possibles dans l'analyse.

Dans l'état gazeux, la fréquence de vibration doit convenir à plusieurs arrangements intérieurs de la molécule et donc être grande, mais dans l'état solide à — 180°, beaucoup de molécules ont un seul et même arrangement, qui peut alors émettre sa vibration fondamentale. Avant de présenter une conclusion ferme sur l'origine de ces nouvelles fréquences, il convient de les étudier sur d'autres molécules, soumises également à des températures très basses.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les séries les plus générales.* Note de M. **Eugène Fabry.**

Après avoir obtenu des séries très générales dont les points du cercle de convergence sont tous singuliers ([1]), j'ai indiqué comme probable que cela devait représenter le cas le plus général. M. Borel a démontré ce théorème d'une façon précise ([2]) et j'en ai donné une démonstration encore plus générale ([3]).

Je désire donner de ce théorème une nouvelle démonstration plus directe, qui doit montrer la principale raison du résultat.

([3]) Le premier groupe, avec le nombre $s'r'$ égal à 68 ou 34×2, rapproche les fréquences du liquide et du solide, le liquide ayant le nombre s' égal à 34 et le nombre r' égal à 2 dans l'arrangement $S^2H^2 - H^2 3a$. Dans le gaz, la molécule devait avoir un autre arrangement des électrons, probablement l'arrangement $SH - H2a'$ avec le nombre s' égal à 13. On peut expliquer d'une manière analogue les trois autres groupes.

([1]) *Annales de l'École Normale*, 13, 1896, p. 367.
([2]) *Comptes rendus*, 123, 1896, p. 1051.
([3]) *Comptes rendus*, 124, 1897, p. 142.

Soit

$$\Sigma a_n z^n, \tag{1}$$

une série dont le rayon de convergence a été ramené à l'unité, et qui n'a, sur son cercle de convergence, qu'un nombre limité de points singuliers.

Soit

$$\Sigma b_n z^n, \tag{2}$$

une série dont il manque des termes, telle que la différence des degrés de deux termes consécutifs augmente indéfiniment, au moins pour une suite illimitée. Pour une telle série, tous les points du cercle de convergence sont singuliers (*Annales de l'École Normale*, octobre 1896).

Considérons la somme des deux séries

$$\Sigma(a_n + b_n) z^n. \tag{3}$$

Soit l la plus grande limite de la racine d'ordre n du module de b_n. Si l est plus petit que 1, le rayon de convergence de la série (2) est plus grand que 1. Les séries (1) et (3) ont les mêmes points singuliers sur leur cercle de convergence de rayon 1.

Si $l = 1$, pour les séries (2) et (3), tous les points du cercle de convergence, de rayon 1, sont singuliers.

Si l est plus grand que 1, les séries (2) et (3) ont un rayon de convergence plus petit que 1, et tous les points de ce nouveau cercle de convergence sont singuliers. Du reste, l doit être fini pour que le rayon de convergence ne soit pas nul.

Par exemple, si $b_n = (1 - \varepsilon)^n$ pour les termes non nuls, $l = 1 - \varepsilon$.

Si, L désignant le logarithme népérien, $b_n = (1 - 1/\mathrm{L}n)^n$, l sera égal à 1.

Dans ces deux cas b_n devient extrêmement petit lorsque n devient très grand. On peut même supposer nuls tous les termes b, jusqu'à un rang déterminé, aussi grand que l'on voudra.

De sorte que, si l'on part d'une série (1), dont le rayon de convergence a été ramené à l'unité; si les points de ce cercle de convergence ne sont pas tous singuliers, on les rendra tous singuliers en ajoutant des quantités arbitraires à des termes en nombre infini, mais assez espacés; les termes modifiés étant en nombre infiniment petit par rapport à ceux non changés. La seule restriction est que les modules des coefficients ajoutés ne soient pas trop petits, c'est-à-dire que l ne soit pas inférieur à 1. Mais, lorsque n augmente, l'ensemble des modules des coefficients b exclus devient extrê-

mement petit. De même, le module de b_n ne doit pas être trop grand, pour que l ne soit pas infini, et que le rayon de convergence ne soit pas nul. Mais, quand n augmente, les modules ainsi exclus, pour b_n, sont extrêmement grands.

Et l'on peut dire que les valeurs de b_n sont presque arbitraires.

Ainsi, parmi les séries (3) déduites d'une série (1), il y en a une infinité qui, sur leur cercle de convergence, n'ont que les points singuliers de la série (1). Mais celles dont tous les points du cercle de convergence sont singuliers constituent un ensemble beaucoup plus général, et cela pour deux raisons : d'abord parce que les termes modifiés sont arbitraires, pourvu qu'il y ait des intervalles, non changés, qui augmentent indéfiniment; et ensuite parce que les coefficients b_n ajoutés sont compris entre deux limites, l'une extrêmement petite, l'autre extrêmement grande, lorsque n devient très grand, ce qui est le seul cas à considérer.

Cela montre bien pourquoi les séries dont le cercle de convergence n'a que des points singuliers constituent le cas, de beaucoup, le plus général.

M. E.-L. **Bouvier** fait hommage à l'Académie du Volume qu'il vient de consacrer aux *Crustacés décapodes marcheurs* dans la *Faune de France*. En fait le champ de l'Ouvrage s'étend bien au delà de notre territoire même africain, il embrasse toute l'Europe depuis les eaux douces et la région côtière jusqu'aux profondeurs de 500 mètres, où remontent beaucoup d'espèces abyssales. L'auteur a tenu à y faire entrer les espèces indiennes qui se sont introduites par le Canal de Suez et d'autres que le trafic maritime ont amenées dans nos pays où elles se sont acclimatées, ainsi le grand et fâcheux Crabe de Chine (*Eriocheir sinensis*), qui pullule maintenant dans l'Allemagne du Nord, la Hollande et la Belgique, d'où il se répand dans le nord de la France. Le travail compte 400 pages, près de 300 figures de texte exécutées au crayon par l'auteur et à la plume par l'excellent M. Séguy; en outre 14 planches où presque toutes les espèces sont figurées soit par des photographies, soit par la reproduction photographique d'aquarelles que fit exécuter jadis l'illustre Henri Milne-Edwards. Il a été exécuté au Muséum, dans le laboratoire hospitalier de M. Fage, avec les matériaux que l'auteur avait étudiés et classés lui-même dans la Collection.

CORRESPONDANCE.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur la statistique de Bose-Einstein.* Note de M. **Jacques Solomon**, présentée par M. Paul Langevin.

Nous nous proposons de donner ici une méthode simple permettant de montrer que les équations d'onde des particules de spin o ou 1 doivent nécessairement être quantifiées suivant la statistique de Bose-Einstein.

Soit la fonction d'onde *réelle* V, relative à une particule de masse m et satisfaisant à l'équation d'onde

$$\Box V - \frac{m^2c^2}{h^2}V = 0, \tag{1}$$

avec, pour les *tensions*,

$$T_{ik} = \frac{\partial V}{\partial x_i}\frac{\partial V}{\partial x_k} \qquad (i \neq k). \tag{2}$$

Considérons alors un parallélépipède rectangulaire dont les arêtes dirigées suivant Ox, Oy, Oz ont pour longueurs L, L, 2L. Supposons de plus qu'une cloison mobile permette de le diviser en deux cubes d'arête L.

1° La cloison est en place. Les deux cubes ont des états *indépendants.* Dans chaque cube ces fonctions d'onde sont de la forme

$$V_{n_1n_2n_3} = A_{n_1n_2n_3} \sin\frac{2\pi n_1 x}{L} \sin\frac{2\pi n_2 y}{L} \sin\frac{2\pi n_3 z}{L} \sin 2\pi \nu_{n_1n_2n_3} t,$$

avec la relation

$$\frac{n_1^2}{L^2} + \frac{n_2^2}{L^2} + \frac{n_3^2}{L^2} + \frac{m^2c^2}{h^2} = \frac{\nu^2_{n_1n_2n_3}}{c^2},$$

tandis que $A_{n_1n_2n_3}$ est en relation simple avec le nombre de particules occupant l'état (n_1, n_2, n_3). Nous supposerons que l'état énergétiquement le plus bas dans chacun des deux cubes (1, 1, 1) est occupé par q particules ($q \geq 1$).

2° Nous faisons glisser la cloison. Les fonctions propres du parallélépipède sont maintenant

$$V'_{n_1n_2n_3} = A'_{n_1n_2n_3} \sin\frac{2\pi n_1 x}{L} \sin\frac{2\pi n_2 y}{L} \sin\frac{2\pi n_3 z}{2L} \sin 2\pi \nu'_{n_1n_2n_3} t,$$

avec la relation

$$\frac{n_1^2}{L^2}+\frac{n_2^2}{L^2}+\frac{n_3^2}{4L^2}+\frac{m^2c^2}{h^2}=\frac{\nu'^2_{n_1n_2n_3}}{c^2}.$$

Or il est évident que $2V_{111}=V'_{112}$, avec $2A_{111}=A'_{112}$ et $\nu'_{112}=\nu_{111}$. Autrement dit, de deux états séparés les plus bas au point de vue énergétique, occupés chacun par q particules, nous passons à l'état unique (1, 1, 2), qui n'est pas l'état énergétiquement le plus bas et qui sera occupé par $2q$ particules. Ceci est naturellement incompatible avec la statistique de Pauli-Fermi-Dirac : d'après cette statistique, si par exemple q est le nombre maximum de particules pouvant occuper un niveau déterminé, q particules doivent passer de l'état (1, 1, 2) à l'état (1, 1, 1), avec émission d'énergie.

Ainsi cette statistique entraîne l'existence d'une variation d'énergie dans le système de particules, donc un échange d'énergie avec le parallélépipède, c'est-à-dire ici avec la cloison. Nous arrivons donc au résultat suivant : *les particules définies par l'équation d'ondes* (1) *satisferont ou non à la statistique de Bose-Einstein suivant que le travail nécessaire pour déplacer la cloison sera nul ou différent de zéro.*

Or la relation (2) nous montre que les tensions T_{ik} s'annulent sur la cloison. Donc *les particules* (1) *satisfont à la statistique de Bose-Einstein.*

La méthode que nous venons d'indiquer s'étend sans difficultés au cas du spin égal à l'unité. D'autre part, si l'on cherche à l'appliquer aux équations de Dirac, on constate que les fonctions d'onde ne peuvent s'annuler sur la surface du cube sans s'annuler partout, de sorte qu'il faut faire alors intervenir d'autres considérations (niveaux d'énergie négative).

Notons enfin que le fait qu'on peut déplacer la cloison sans modifier le système équivaut à écrire que les densités de présence de part et d'autre de la cloison sont mesurables indépendamment l'une de l'autre, même si la cloison est absente.

PHYSIQUE. — *Nouvelle formule théorique de convection de la chaleur en régime d'écoulement turbulent.* Note de M. **Gustave Ribaud**, présentée par M. Aimé Cotton.

De nombreuses mesures ont montré que, lorsqu'un écoulement turbulent se produit le long d'une surface (plan ou conduit circulaire en particulier), le noyau turbulent s'arrête à une certaine distance de la paroi et, qu'au voisinage immédiat de cette dernière, se produit une couche laminaire

d'épaisseur δ' dans laquelle la vitesse, parallèle à la surface, varie linéairement depuis la valeur u' jusqu'à la valeur zéro sur la surface.

Prandtl, le premier, a montré que, dans le calcul du coefficient de convection entre flux et paroi, il convient de faire intervenir cette couche laminaire; nous rappelons sommairement le raisonnement de Prandtl. Dans le noyau turbulent le coefficient de convection α_t se déduit de la relation de Reynolds entre frottement et convection et peut s'écrire

$$\alpha_t = \frac{K}{2} \frac{\rho u_m^2 C}{u_m - u'}$$

(K, coefficient de frottement turbulent; ρ, massse spécifique du fluide; C, chaleur spécifique à pression constante et u_m, vitesse au centre du noyau turbulent). En ce qui concerne la couche laminaire, Prandtl admet pour le coefficient de convection α_l la valeur λ/δ' (λ, conductibilité thermique du fluide); l'expression du coefficient de frottement à la paroi, laquelle fait intervenir δ' et u', permet aisément d'écrire $\alpha_l = (K \rho u_m^2/2)(\lambda/\mu u')$ (μ, coefficient de viscosité).

La relation classique régissant la conservation de flux calorifique dans la couche turbulente et dans la couche laminaire s'écrit alors, en désignant par α le coefficient de convection total,

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\alpha_t} + \frac{1}{\alpha_l} = \frac{1}{\frac{K}{2}\rho u_m^2 C}\left[(u_m - u') + \frac{\mu C u'}{\lambda}\right]$$

ou

$$\text{(1)} \qquad \frac{\alpha}{C\rho u_m} = \frac{\frac{K}{2}}{1 - \frac{u'}{u_m} + \frac{\mu C}{\lambda}\frac{u'}{u_m}},$$

expression qui ne fait intervenir que des groupes de constantes sans dimensions.

La relation précédente se montre en bon accord avec l'expérience dans le cas des gaz, pour lesquels $\mu C/\lambda$ est voisin de l'unité; en revanche elle se montre très peu satisfaisante dans le cas des liquides, en particulier ceux très visqueux (huiles) pour lesquels le rapport $\mu C/\lambda$ est de l'ordre de 100. Pour ces derniers liquides la relation de Prandtl se simplifie et, dans le cas d'un conduit circulaire de diamètre d, peut s'écrire indifféremment

$$\text{(2)} \qquad \frac{\alpha d}{C\rho u_m} = \frac{\frac{K}{2}}{\frac{u'}{u_m}} \frac{\lambda}{C\mu} \qquad \text{ou} \qquad \frac{\alpha d}{\lambda} = \frac{K}{2} \frac{\mathcal{R}}{\frac{u'}{u_m}}.$$

La dernière expression, qui donne la valeur du nombre de Biot-Nusselt en fonction du seul nombre de Reynolds (K est uniquement fonction de R), s'est montrée en désaccord avec l'expérience (¹); pour représenter les résultats expérimentaux il est indispensable de faire entrer, dans cette formule, le nombre $C\mu/\lambda$ à une puissance comprise entre 0,3 et 0,4.

Certains auteurs en ont conclu qu'il convenait d'introduire $C\mu/\lambda$ dans l'expression générale du rapport u'/u_m; il paraît peu logique de faire intervenir des grandeurs calorifiques dans ce rapport qui, comme le coefficient de frottement K, semble devoir s'exprimer uniquement en fonction du nombre de Reynolds.

Il nous est apparu que la cause de ce désaccord provenait de ce que, dans son calcul, Prandtl traduit le coefficient de convection α_l dans la couche laminaire par l'expression λ/δ' *qui suppose le fluide immobile*. Il convient de ne pas négliger le fait que, dans cette couche, la vitesse varie linéairement de zéro à u'. Or nous avons montré (²) que, dans une telle couche, la pente du profil des températures et celle du profil des vitesses sont entre elles comme $(\mu C/\lambda)^{\frac{1}{3}}$ (³); il en résulte que le coefficient de convection dans la couche laminaire a pour valeur : $\lambda/\delta'(\mu C/\lambda)^{\frac{1}{3}}$ et non λ/δ'. Cela entraîne les modifications suivantes pour les formules (1) et (2) :

$$\frac{\alpha}{C\rho u_m} = \frac{\frac{K}{2}}{1 - \frac{u'}{u_m} + \frac{u'}{u_m}\left(\frac{\mu C}{\lambda}\right)^{\frac{2}{3}}} \qquad (1^{bis})$$

formule générale,

$$\frac{\alpha d}{\lambda} = \frac{K}{2} \frac{\mathcal{R}}{\left(\frac{u'}{u_m}\right)} \left(\frac{\mu C}{\lambda}\right)^{0,33} \qquad (2^{bis})$$

cas des liquides.

Dans le cas des gaz, la première de ces formules apporte aux valeurs

(¹) Voir en particulier Mc Adams, *Heat transmission*, p. 165 à 200.

(²) *Journal de Physique*, 2, 1938, p. 200 et *Mémorial des Sciences physiques*, XL, 1939, p. 29. Le raisonnement, établi dans le cas du plan, est évidemment valable pour un conduit circulaire dans lequel l'épaisseur de la couche laminaire est toujours très faible par rapport au rayon.

(³) Pratiquement, dans le cas d'un liquide visqueux, la couche limite thermique laminaire n'occupe qu'environ moitié de l'épaisseur de la couche laminaire dynamique.

de α calculées par la formule de Prandtl des modifications trop faibles pour pouvoir être décelées par l'expérience; dans le cas des liquides de grande viscosité, la formule (2bis) s'accorde très bien avec l'expérience alors que la formule (2) est en total désaccord. Les mêmes conclusions s'appliquent, bien entendu, au cas de la convection turbulente le long d'un plan.

Nous nous permettons de signaler que la relation en $(\mu C/\lambda)^{1/3}$ entre profils des vitesses et des températures rappelée plus haut nous a également permis de concilier la théorie et l'expérience dans le cas de liquides s'écoulant normalement à l'axe d'un cylindre ([4]) ou le long d'un solide profilé; elle se montre, comme on le voit, extrêmement générale dans son application.

MAGNÉTISME. — *Susceptibilité magnétique du fluorure ferrique* FeF^3 *et du fluorure chromique* CrF^3. Note ([1]) de MM. **Henri Bizette** et **Belling Tsaï**, présentée par M. Aimé Cotton.

Nous avons étudié en fonction de la température, entre +20°C. et —210°C., la susceptibilité magnétique des fluorures FeF^3 et CrF^3. Ces composés ont été préparés suivant la méthode de Poulenc-Domange en faisant réagir à 500°C. l'acide fluorhydrique anhydre sur les chlorures correspondants.

Le fluorure ferrique possède dès la température ordinaire une susceptibilité fonction du champ; la susceptibilité augmente quand la température diminue; la loi de variation en fonction du champ est sensiblement la même à —196°C. qu'à 20°C., comme le montre le tableau suivant.

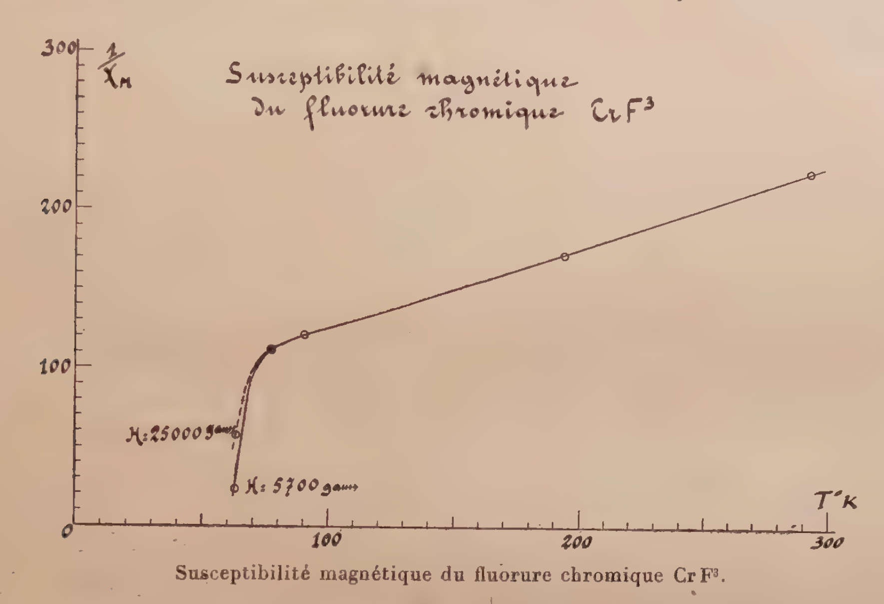
Susceptibilité ($\chi_M.10^6$) *du fluorure ferrique.*

Température.	Champs en gauss. 28000.	21000.	14000.	6500.
20°C	6530	7140	8565	12540
—78,5	7550	–	–	–
—183	8285	–	–	–
—196	8555	9425	11470	16840
—210	8985	–	–	–
Rapport $\frac{\chi_M(20^\circ)}{\chi_M(-196^\circ)}$	0,763	0,757	0,747	0,745

([4]) *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 1139.

([1]) Séance du 23 septembre 1940.

La susceptibilité magnétique du fluorure CrF^3 suit la loi de Curie-Weiss dans l'intervalle de 20°C. à —183°C.; on a $\chi_M = C_M/(T - \Theta)$ avec $\Theta = -133°$ et $C_M = 1,88$; puis elle croît rapidement quand la température diminue en



Susceptibilité magnétique du fluorure chromique CrF^3.

devenant une fonction décroissante du champ, comme le montrent les courbes de la figure qui représentent les valeurs de l'inverse $1/\chi_M$. A —210°C. le fluorure semble acquérir les propriétés d'une substance ferromagnétique.

FLUORESCENCE. — *Sur un nouveau fluoromètre.*

Note (¹) de M. **Louis Brüninghaus**, présentée par M. Jean Perrin.

J'ai décrit succinctement (²) un nouveau fluoromètre basé sur l'électro-biréfringence du quartz, en indiquant que l'appareil était prêt à fonctionner. En fait, lorsque j'ai voulu passer des essais aux mesures, je me suis buté à des difficultés considérables, dont je ne songe évidemment pas à fournir le détail dans cette courte Note, me bornant à signaler la principale : après une suite de résultats qui semblaient cohérents, la poursuite des

(¹) Séance du 10 juin 1940.
(²) *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 118.

mesures a fait apparaître à la longue des variations systématiques importantes et inadmissibles. Une recherche méthodique de la cause de ces variations m'a conduit à observer optiquement les deux quartz en activité. Je pus constater ainsi qu'il se produisait, pour de légères modifications inévitables du circuit oscillant, de lents échanges d'énergie entre les deux quartz montés en parallèle, l'un pouvant se mettre à vibrer plus fortement que l'autre, puis quelque temps après plus faiblement. La raison en est sans doute qu'il est impossible de réaliser deux lames de quartz rigoureusement identiques, même par subdivision d'une seule lame après la taille, et qu'en général, du fait d'une légère inégalité des périodes propres, l'une ou l'autre des deux lames est le siège de vibrations forcées.

Quoi qu'il en soit, il s'avéra impossible de remédier directement à ce grave inconvénient de la méthode, et une modification radicale s'imposait, consistant à faire passer les deux faisceaux lumineux d'aller et de retour par un seul et même système de quartz. Cette modification entraîna une refonte totale du dispositif, avec nécessairement l'introduction de nouvelles difficultés, dues surtout aux lumières parasites très gênantes sur le faible faisceau de retour, résultant notamment de la diffusion par les quartz violemment éclairés, et des réflexions sur leurs faces. Il a fallu de très longs et pénibles tâtonnements pour éliminer de façon presque complète ces causes de perturbation.

Actuellement l'appareil permet enfin de faire des mesures, sinon très précises, du moins fidèles. Des perfectionnements sont encore nécessaires pour gagner en précision. Vu les circonstances, je crois cependant devoir donner dès maintenant les premiers résultats.

L'emploi de l'appareil comporte deux sortes d'opérations :

1° l'étalonnage, ou graduation en temps;

2° les mesures proprement dites de durées moyennes de fluorescence.

L'étalonnage est obtenu en créant des retards connus entre le jet lumineux d'aller et celui de retour, grâce à un miroir mobile que l'on place à diverses distances du système émetteur : la durée de l'aller et retour du jet lumineux est évidemment égale au quotient du double de la distance du miroir par la vitesse de la lumière. L'on trace ainsi la *courbe du miroir*, obtenue en portant en abscisses les distances, ou les temps qui leur sont proportionnels, et en ordonnées les angles de lecture du système nicol-lame biréfringente destiné à mesurer la biréfringence que possède l'ensemble des quartz $Q_1 Q_2$ à l'instant où le jet de retour les traverse.

Voici les nombres relatifs à cet étalonnage. L'unité de temps vaut 10^{-8} sec.

Distances (m.).	Temps (10^{-8} s).	Lectures au nicol.	Distances (m.).	Temps (10^{-8} s).	Lectures au nicol.
3	2	18° ± 0°,5	15	10	12°,5 ± 0°,5
6	4	17,5 »	18	12	11,5 »
9	6	15 »	21	14	11 »
12	8	14 »			

Entre les temps 2 et 10, la courbe est exactement rectiligne. Elle s'infléchit en dehors de ces limites dans le sens qui correspond à la forme théorique (sinusoïdale) de la courbe.

Les mesures de durées moyennes de fluorescence ont porté sur deux substances à forte fluorescence, la fluorescéine en solution dans l'eau et le sulfate de quinine en solution aqueuse sulfurique. Les concentrations sont de 10^{-3} (g/cm³) pour la fluorescéine et de 2.10^{-3} (g/cm³) pour le sulfate de quinine. La lumière excitatrice est celle du charbon positif d'un arc électrique, filtrée par un verre UG_2 de Schott, transparent dans le domaine λ3000-4000 Å, tandis que la lumière excitée est filtrée avec un écran Wratten 2 Å et un écran Schott BG23 superposés, dont le rôle est de retenir les faibles radiations rouge et orangé que laisse passer le filtre UG_2, de sorte que le faisceau de retour se trouvait libre de toute lumière excitatrice diffusée ou réfléchie, ainsi que je m'en suis assuré par un examen direct rigoureux.

Un grand nombre de lectures faites dans ces conditions ont donné les résultats suivants :

Substance.	Lecture au nicol.	Durée moyenne.
Fluorescéine	18° ± 0,5°	Entre 0 et 2.10^{-8} s
Sulfate de quinine	16° »	$(4,6 \pm 0,8).10^{-8}$ s

Il est à noter que la mesure sur la fluorescéine était faite à titre de simple contrôle, car mon appareil est monté pour la mesure de durées de fluorescence relativement longues, et des temps de 10^{-8} s ou inférieurs sont en deçà des limites normales de son fonctionnement.

Les déterminations effectuées par M. Francis Perrin (³) par une méthode entièrement différente (basée sur des mesures de polarisation de la lumière de fluorescence) ont donné $0,4.10^{-8}$ s pour la fluorescéine et 4.10^{-8} s pour le sulfate de quinine.

(³) *Annales de Physique*, **12**, 1929, p. 256-260.

Il convient de remarquer enfin que je fournis ici le résultat brut des mesures. La discussion complète sera faite dans un autre Recueil. Il est toutefois raisonnable de conclure que les résultats ont le sens et l'ordre de grandeur conformes aux prévisions, ce qui donne confiance dans la méthode.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la calorimétrie des solutions aqueuses de quelques sels d'ammonium et de sodium.* Note de M. **Jean Perreu.**

Cette étude calorimétrique, effectuée vers 18°C., concerne les solutions aqueuses binaires de deux sels d'ammonium : le phosphate monoammonique et l'alun ammoniacal, et celles de deux sels de sodium : le bicarbonate et l'acétate.

I. Sels ammoniacaux. 1. *Phosphate* $PO^4H^2NH^4$. — La dissolution de la mol/g de ce sel dans 400 mol/g d'eau donne, pour la chaleur initiale, $q_0 = -3^{cal},90$; en opérant dans 600 mol/g et dans 680 mol/g d'eau on trouve respectivement $-3^{cal},92$ et $-3^{cal},93$. Dans le tableau suivant, les valeurs de q_0 et de $L_c^{c'}$ correspondent à la concentration finale $p' = 1,1$ °/₀, $h' = 581$, $c' = 0,00172$.

Concentration initiale (¹). p.	h.	c.	γmoy (17°-19°).	q_c.	$L_c^{c'}$.	Q_c (calc).	a_C (²).	
0	∞	0		cal $-3,92$ (q_0)				
5	127,78	0,0078	0,953	$-3,83$				
10	63,89	0,0156	0,916	$-3,77$				
15	42,59	0,0235	0,887	$-3,72$	cal 0,15	cal 3,77		
20	31,94	0,0313	0,861	$-3,69$	$-0,18$	$-3,74$		
25	25,55	0,0391	0,840	$-3,68$	$-0,19$	$-3,73$		
30	21,30	0,0469	0,820	$-3,66$	$-0,20$	$-3,72$		
35,48 (sat)	18,01	0,0555 (C)	0,802	$-3,65$ (q_C) (extrap)	$-0,21$	$-3,71$	cal $-0,07$ (mes)	cal 0,05 (calc)

On trouve, pour la chaleur limite, $q_{C\,extrap} = -3^{cal},65$; $q_{C\,calc} = -3^{cal},64$.

(¹) p est le poids en grammes de sel dissous dans 100g d'eau libre ; h exprime le nombre de mol-g d'eau totale par mol-g de sel ; c est le nombre de mol-g de sel par mol-g d'eau totale.

(²) a_C représente l'effet thermique mis en jeu, à température constante, par l'addition, à un très grand excès de la solution saturée, de la masse d'eau libre nécessaire pour dissoudre, à saturation, la mol-g de sel.

Les chaleurs spécifiques sont exprimées par la relation

$$\gamma_{moy\,(17°-19°)} = \frac{9,3 + h}{15,958 + h}.$$

2. *Alun* $(SO^4)^2AlNH^4.12H^2O$. — En dissolvant la mol/g d'hydrate dans 1270 mol/g d'eau libre, on trouve, pour la chaleur initiale, $-9^{cal},40$; le résultat obtenu est égal à $-9^{cal},28$ si l'on opère dans 2516 mol/g d'eau et à $-9^{cal},18$ dans 3786 mol/g de solvant. Les valeurs suivantes de q_0 et de $L_c^{c'}$ sont relatives à la concentration finale $p' = 1\,\%$; $h' = 2528$; $c' = 0,00039$.

Concentration initiale.								
p.	h.	c.	$\gamma_{moy\,(18°-20°)}$.	q_c.	$L_c^{c'}$.	Q_c calc.	αc.	
0	∞	0		cal −9,28 (q_0)				
2,5	1018,67	0,00098	0,981	−9,44				
5	515,33	0,00194	0,969	−9,57				
7,5	347,55	0,00287	0,958	−9,66	cal +0,41	cal −9,69		
10	263,67	0,00379	0,950	−9,74	+0,46	−9,74		
11,6 (sat)	228,54	0,00436 (C)	0,945	−9,67 (q_C) (extrap)	+0,47	−9,75	cal 0 (mes)	cal +0,06 (calc)

Les valeurs trouvées pour q_C sont $-9^{cal},77$ (extrap) et $-9^{cal},75$ (calc). La formule qui traduit les résultats obtenus pour les chaleurs spécifiques s'écrit

$$\gamma_{moy}(18°-20°) = \frac{162,475 + h}{184,281 + h}.$$

II. Sels de sodium. 1. *Bicarbonate* CO^3HNa. — q_0 et $L_c^{c'}$ correspondent à la concentration finale $p' = 0,8\,\%$; $h' = 583$; $c' = 0,0017$.

Concentration initiale.								
p.	h.	c.	$\gamma_{moy\,(18°-20°)}$.	q_c.	$L_c^{c'}$.	Q_c calc.	αc.	
0	∞	0		cal −4,58 (q_0)				
2	233,33	0,0043	0,977	−4,37				
4	116,67	0,0086	0,957	−4,20	cal −0,18	cal −4,40		
6	77,78	0,0128	0,943	−4,12	−0,22	−4,36		
7	66,67	0,0150	0,936	−4,02	−0,24	−4,34		
8	58,33	0,0171	0,931	−3,96	−0,28	−4,30		
9,2 (sat)	50,72	0,0197 (C)	0,924	−3,92 (q_C) (extrap)	−0,336	−4,24	cal −0,35 (mes)	cal −0,36 (calc)

on obtient

$$q_C \text{ extrap} = -3^c{,}92\,; \qquad q_{C\,\text{calc}} = -3^c{,}89,$$

$$\gamma_{\text{moy}}(18^\circ\text{–}20) = \frac{22{,}775 + h}{28{,}739 + h}.$$

2. *Acétate* $CH^3COONa, 3H^2O$. — La concentration finale obtenue dans la mesure de q_0 et de $L_c^{c'}$ est égale à $p' = 1{,}6\,\%$; $h' = 475{,}2$; $c' = 0{,}0021$.

Concentration initiale.								
p.	h.	c.	γ_{moy} (18°-20°).	q_c, cal	$L_c^{c'}$. cal	Q_c calc. cal	a_c. cal	
0	∞	0		−4,68 (q_0)				
20	40,78	0,0245	0,939	−4,93				
40	21,89	0,0457	0,898	−5,14	+0,16	−4,84		
50	18,11	0,0552	0,886	−5,23	+0,25	−4,93		
60	15,59	0,0641	0,875	−5,30	+0,316	−5,00		
70	13,79	0,0725	0,867	−5,38	+0,347	−5,03		
80	12,44	0,0803	0,860	−5,42	+0,410	−5,09		
87,7 (sat)	11,61	0,0861 (C)	0,855	−5,47 (q_C) (extrap)	+0,447	−5,13	+0,40 (mes)	+0,40 (calc)

D'où

$$q_C \text{ extrap} = -5^c{,}47\,; \qquad q_C \text{ calc} = -5^c{,}53\,;$$

$$\gamma_{\text{moy}}(18^\circ\text{-}20^\circ) = \frac{6{,}29 + h}{9{,}43 + h}.$$

III. *Conclusion*. — Les chaleurs de dilution I_C des solutions concentrées des deux sels ammoniacaux étudiés, varient très peu avec la concentration; il en résulte que les valeurs de a_C sont très voisines de zéro et que les chaleurs totales de dissolution Q_C de ces deux sels diffèrent très peu des chaleurs limites q_C.

Pour deux des sels soumis à l'expérience, l'alun ammoniacal et l'acétate de sodium, les chaleurs de dilution I_C sont positives; les chaleurs différentielles de dissolution q_C diminuent donc quand la concentration augmente, contrairement à ce que l'on observe pour les deux autres sels.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude du système* $P^2O^5 - Fe^2O^3$ *par les spectres de réflexion ultraviolets*. Note de MM. **Alain Berton** et **Paul Brasseur**, présentée par M. Paul Lebeau.

Nous avons déterminé, par la méthode décrite antérieurement [1], les spectres de réflexion ultraviolets de poudres obtenues par évaporation, puis

[1] M. Billy et A. Berton, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1631 et 1958.

calcination à 800°, de mélanges de solutions de sulfate de fer et d'ammonium et de solutions de phosphate d'ammonium. L'étude a porté sur des mélanges dont le rapport $r =$ mol. Fe^2O^3/mol. P^2O^5 était compris entre les valeurs extrêmes 0,282 et 2,43. Pour l'obtention des courbes photométriques des spectres, nous avons tenu compte de la différence de sensibilité de la plaque photographique en fonction de la longueur d'onde.

L'anhydride phosphorique pur, en atmosphère sèche, réfléchit tout l'ultraviolet considéré (4000 à 2400 Å). Les spectres du métaphosphate ($r = 0,333$) et ceux des compositions voisines ($r = 0,282$ et 0,305) montrent la même bande caractéristique d'absorption continue dont la limite vers les grandes longueurs d'onde est 3125 Å. Pour les mélanges dont le rapport r est compris entre 0,333 et 0,500, cette bande s'affaiblit progressivement en même temps qu'apparaît une deuxième bande (limite : 3750 Å) dont l'intensité maxima correspond à 2 P^2O^5.Fe^2O^3. L'absorption de l'ultraviolet augmente ensuite avec la proportion de Fe^2O^3 et passe par un maximum pour la composition correspondant au pyrophosphate ($r = 0,666$) (limite de la bande d'absorption caractéristique : 4000 Å). Les résultats obtenus pour les mélanges intermédiaires entre le pyro et le métaphosphate ne sont pas d'accord avec ceux des spectres de diffraction de rayons X ([2]) qui n'indiquent, dans ce cas, qu'une superposition des raies des deux sels ([3]). Il y a donc incertitude, et l'existence d'un composé, tel que 2 P^2O^5.Fe^2O^3, devra être vérifiée par une autre méthode d'investigation, l'analyse thermique par exemple.

A partir du pyrophosphate, l'absorption diminue avec la proportion de Fe^2O^3, et il semble qu'il se forme une solution solide entre le pyro et l'orthophosphate, la limite de la bande d'absorption ne variant pas par sauts brusques, mais d'une façon continue. Le spectre de l'orthophosphate ($r = 1,00$) offre une bande d'absorption continue (limite 3450 Å) et une bande étroite fort remarquable à 3810 Å. L'intensité de ces bandes caractéristiques passe par un maximum pour la composition théorique du sel et diminue ensuite progressivement pour des proportions croissantes de Fe^2O^3. La partie visible du spectre se trouve même de plus en plus absorbée, mais son intensité augmente brusquement pour la composition

---

([2]) P. Brasseur, *Comptes rendus*, 202, 1936, p. 761.

([3]) Rappelons également que les spectres de réflexion ultraviolets d'un mélange de deux poudres ne réagissant pas entre elles sont la superposition des spectres de ces deux poudres.

correspondant à celle d'un phosphate basique $P^2O^5.2Fe^2O^3$ (limite de la bande d'absorption 4300 Å). L'oxyde ferrique en poudre absorbe pratiquement tout l'ultraviolet et le visible jusqu'à 5900 Å.

Tous ces résultats confirment les existences du métaphosphate, du pyrophosphate, de l'orthophosphate ferriques et du phosphate basique $P^2O^5.2Fe^2O^3$. La formation d'un composé intermédiaire entre le métaphosphate et le pyrophosphate devra être vérifiée autrement.

En résumé, les spectres de réflexion se révèlent comme une méthode de recoupement utile dans l'étude des systèmes solides. Dans le cas où l'absorption des composés est intense et caractéristique, la lecture des spectres est commode et rapide; elle peut être faite en effet, en première approximation, sans nécessiter l'emploi d'un microphotomètre, et les temps de pose nécessaires pour l'obtention des clichés sont compris entre 5 et 30 secondes.

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Le dosage des sucres réducteurs par la microsédimentation.* Note de M. **Radu Vladesco**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

La mise en évidence des sucres réducteurs ainsi que leur dosage se font actuellement, dans la plupart des cas, par le réactif cuivro-tartrique en solution alcaline.

En faisant bouillir, en présence de ce réactif, une solution sucrée, on obtient de l'oxydule de cuivre sous forme de précipité de couleur rouge brique.

A notre connaissance, la séparation de ce corps comme tel n'a pas été envisagé jusqu'à présent, parce qu'il est facilement oxydable.

Il n'est pas nécessaire, pour se rendre compte de la présence d'un sucre réducteur, de séparer l'oxydule du cuivre; sa production seule, facile à reconnaître, suffit.

Nous disposons aujourd'hui, pour le dosage de ces sucres, de méthodes éprouvées par l'expérience.

Le problème du dosage se complique lorsqu'il s'agit de petites quantités de sucre. Les erreurs, inévitables au cours des manipulations que comporte la méthode choisie, peuvent conduire, dans ces cas, à des résultats très éloignés de la réalité.

Afin de réduire ces causes d'erreurs au minimum, nous nous sommes

proposé de poursuivre la séparation de l'oxydule de cuivre dans des conditions telles que son dosage direct soit, autant que possible, irréprochable en même temps que facile.

Après de nombreux tâtonnements, nous croyons avoir atteint notre but en procédant comme suit : dans des tubes à centrifuger en verre pyrex, terminés avec un capillaire cylindrique fermé à son extrémité, nous faisons bouillir au bain-marie, durant 10 minutes, la solution sucrée (5^{cm^3}) en présence du réactif (1^{cm^3}) ([1]). Après avoir laissé légèrement refroidir le liquide, nous détachons d'abord, à l'aide d'une baguette en caoutchouc, l'oxydule de cuivre adhérant aux parois du tube et nous le soumettons ensuite à la centrifugation pendant une durée et à une vitesse déterminées et toujours les mêmes.

Le tube utilisé étant étalonné d'avance avec des solutions connues de glucose, il est facile de calculer la quantité de sucre correspondant à la hauteur de la colonne d'oxydule de cuivre lue sur le tube capillaire.

Le nettoyage du tube s'obtient facilement à l'aide d'un mince fil de fer et de quelques gouttes d'acide azotique. On peut employer également des tubes dont l'extrémité capillaire est ouverte; dans ce cas, il faudra obstruer cette ouverture avec un peu de soufre, puis de cire de Golaz, préalablement fondus. Dans le tableau suivant, nous indiquons les hauteurs de la colonne d'oxydule de cuivre sédimenté dans un tube capillaire de $0^{mm},46$ de diamètre, et les quantités de sucre correspondantes.

Glucose (mmg)...........	0*	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7
Hauteur de la colonne d'oxydule sédimentée (mm).	0,27	1,09	1,64	2,45	3,00	4,09	4,65	5,24
Glucose (mmg)...........	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5
Hauteur de la colonne d'oxydule sédimentée (mm).	6,27	7,42	8,18	8,83	9,82	11,18	12,00	13,36

* Essai à blanc.

La méthode exposée, appliquée au dosage du sucre sanguin, nous a donné des résultats très satisfaisants aux points de vue fidélité, précision et commodité.

([1]) Dissoudre, d'une part carbonate de sodium sec 200^g, acide tartrique $37^g,5$, eau 400^{cm^3}; d'autre part sulfate de cuivre $22^g,5$, eau 500^{cm^3}. Mélanger les deux solutions, compléter à 1 litre et filtrer.

CÉRAMIQUE. — *Sur les origines de la porcelaine en Chine.* Note de M. René Lecuir.

L'argile d'une pâte céramique peut atteindre, par fusion de certains de ses éléments, l'état d'une masse compacte et imperméable; la température nécessaire varie avec les argiles; mais, en général, pour les pâtes à base de kaolin, seules susceptibles de donner par vitrification une pâte translucide, cette température est supérieure à 1300°. Alors que la fabrication de la porcelaine en Europe est relativement récente, la Chine a réalisé des céramiques vitrifiées et translucides à une époque qu'il est possible de considérer comme remontant au moins à la dynastie *Song*, c'est-à-dire vers le xe siècle.

J'ai constaté que bien avant cette époque, sous la dynastie *Tang*, les céramiques chinoises sont à base de kaolin; celui-ci est cuit à une température suffisante pour produire son agglomération en une matière dure et opaque, encore poreuse parfois et dénuée de translucidité; les caractéristiques de cette fabrication lui ont fait souvent attribuer la dénomination de faïence, encore que son principal constituant soit celui de la porcelaine. Sous la dynastie *Song*, la pâte est généralement vitrifiée et imperméable; elle reste cependant opaque, et ces caractères ont conduit à lui attribuer la dénomination de *grès*. Certaines fabrications, dont la pâte relativement mince et fragile n'a pas les qualités de résistance et de dureté de ces grès, sont caractérisées par la translucidité de cette pâte, qui présente par suite, dès cette époque, le principal caractère de la porcelaine. J'ai recherché si ces produits étaient la conséquence d'une vitrification totale de la pâte, due à une température suffisamment élevée, ou le résultat d'une technique de travail à température relativement peu élevée comme le fut la pâte tendre en France au xviiie siècle. Cette dernière était réalisée à partir d'une composition fusible dénuée de plasticité, cuite à une température telle que se produisit la vitrification, sans que celle-ci entraînât nécessairement la déformation de l'objet. La difficulté de façonnage et la faible résistance de l'émail plombifère qui la recouvrait ont fait abandonner la fabrication de la pâte tendre.

J'ai cherché à fixer la température de cuisson des pièces chinoises du type *grès*, et j'ai étudié dans ce but les produits fabriqués dans le Foukien, dont les productions les plus célèbres sont connues sous le nom de *poils de lièvre* en Europe, et de *temmokou* au Japon. J'ai observé que la terre de cette

fabrication est toujours de la couleur de l'émail qui la recouvre, que ce dernier soit gris, noir, brun ou brun roux; les pièces de cette fabrication se déforment à une température un peu supérieure à 1200°, et j'ai constaté qu'elles doivent leur qualité à l'introduction dans la pâte d'une faible quantité de l'émail qui les recouvre. Cette particularité les distingue des productions similaires du Honan et des nombreuses imitations qui en ont été faites depuis le XIIe siècle.

D'autre part j'ai examiné une pièce, qui peut être datée de la même époque que les fabrications précédentes, mais dont la pâte était translucide; le bord était dépourvu d'émail, ce qui m'a permis d'en faire l'analyse, que je résume dans le tableau suivant, en comparaison avec l'analyse d'une porcelaine chinoise faite par Salvetat, et celle de la porcelaine de Paris, faite par Laurent; on sait que la température de cuisson de ces deux dernières porcelaines est de l'ordre de 1300°.

	SiO^2.	Al^2O^3.	Fe^2O^3.	CaO.	TiO^2.	MgO.
Chine (*Song*)........	71,66	21,11	1,41	1,18	0,20	0,44
Chine (XIXe siècle)....	70,50	20,70	0,80	0,50	–	0,10
Paris..............	71,20	22,00	0,80	0,80	–	–

La composition de la pâte chinoise ancienne est sensiblement identique à celle des pâtes chinoises modernes et à celle de la porcelaine de Paris; cependant, j'ai observé que la pièce ancienne se déformait à une température inférieure à 1200°. J'ai, par suite, recherché les petites quantités d'un élément anormal susceptible d'expliquer ce fait, et trouvé un peu de plomb; cet élément figure en effet dans la composition de la couverte et produit la vitrification de la pâte dans laquelle il pénètre en raison de sa volatilité.

Il semble possible de conclure que la température à laquelle ont été réalisées les productions si remarquables de la Chine à l'époque Song n'est que rarement supérieure à 1200°; les céramistes ont su alors réaliser, à partir de kaolin additionné d'un peu de fondant, des compositions présentant la translucidité de la porcelaine, ou encore des grès qui restent les plus parfaites productions de ce type.

En somme les céramistes chinois ont, dès l'abord, utilisé comme matière première le kaolin, qui abondait dans leur pays, et ils ont adapté leur technique à cette matière unique pour compenser l'insuffisance de leurs moyens thermiques. En Europe, au contraire, l'emploi du kaolin a été tardif, mais dès sa découverte, on était déjà en mesure d'en faire de la porcelaine.

Une éventuelle pénurie de combustible redonne à ces techniques anciennes un cachet d'actualité pour notre pays; j'en poursuis la mise au point.

GÉOLOGIE. — *Sur diverses manières d'être de la glauconie dans la* couche verte *du Bajocien normand*. Note (¹) de M. **Louis Dangeard**, présentée par M. Charles Jacob.

L'*oolithe ferrugineuse* du Bajocien de Normandie, célèbre par sa richesse en fossiles, repose, à Sully et dans la falaise de Sainte-Honorine (Calvados), sur un calcaire jaune, phosphaté, parfois bréchoïde, dont la partie supérieure est irrégulièrement verdie. Ce calcaire contient des fossiles à patine verte et surtout des moules d'Ammonites (Zone à *Emileia Sauzei* d'Orb.).

Les phénomènes de verdissement (glauconitisation) sont très intéressants à étudier à ce niveau : la glauconie remplace partiellement le test des Mollusques, imprègne plus ou moins profondément le moule interne des fossiles ou le calcaire qui les contient, épigénise la calcite, forme des amas atteignant un demi-centimètre d'épaisseur etc.

Le plus souvent il est possible de démontrer que la glauconie s'est formée par substitution au carbonate de chaux, conformément à l'opinion de M. Cayeux (²). Ainsi, dans le cas des moules verdis, la glauconie ne forme pas un enduit; elle fait corps avec le calcaire du remplissage, soulignant quelquefois d'une manière remarquable le dessin des cloisons d'Ammonites, et il existe toutes les transitions entre des traînées à peine colorées dans le sédiment riche en calcaire et des parties vert foncé, ne faisant plus effervescence, mais contenant encore en inclusions de nombreuses cellules altérées de Schizosphères. Ces petites Algues planctoniques abondent dans le sédiment qui a pénétré à l'intérieur des coquilles, et aussi dans la gangue des fossiles. Les traînées calcaires montrent au microscope des taches ayant l'aspect d'amas bactériens. Les moules d'Ammonites, de Gastropodes et de Lamellibranches ont de la sorte acquis une patine spéciale, mais ils sont trop volumineux pour avoir été entièrement transformés; tandis que, pour les Foraminifères et les autres petits fossiles, la glauconie réalise des moules complets.

Les Algues perforantes jouent un rôle certain, bien que difficile à

(¹) Séance du 23 septembre 1940.

(²) *Comptes rendus*, 195, 1932, p. 1050.

délimiter exactement : elles sont observables, non seulement dans les coquilles, mais parfois aussi dans la gangue. Des cristaux de calcite sont même envahis par des tubes très fins, 2 à 4 de diamètre, formant un lacis dont la partie supérieure est minéralisée en glauconie. Il est vraisemblable que ces petites Algues ont été accompagnées de Bactéries : on observe souvent des filaments d'une finesse extrême et des bâtonnets qui pourraient appartenir à ce groupe. Obtenir une certitude sur ce point paraît impossible à première vue. J'ai cru cependant qu'un matériel d'étude aussi favorable méritait d'être signalé. Notons que, depuis longtemps, M. Cayeux ([2]) a été conduit à considérer que la glauconie était d'origine bactérienne.

En définitive il semble que, dans le sédiment calcaire, une microflore se soit développée après le remplissage des coquilles et la formation de calcite secondaire; la *maladie* s'est propagée aux dépens du carbonate de chaux, en provoquant des actions biochimiques qui aboutissent à un verdissement de plus en plus important.

J'ajouterai que l'étude de la précipitation du fer dans la couche suivante, c'est-à-dire au niveau des nodules ferrugineux, donne lieu à des remarques identiques : il y a développement intense d'Algues perforantes, substitution du fer au calcaire dans les feuillets des pisolithes etc. D'ailleurs, dans la couche verte, il arrive que le même fossile soit à la fois ferrugineux et glauconieux.

Récemment MM. J. Boucart et C. Francis-Bœuf ([3]) ont attiré l'attention sur le complexe d'origine organique, nommé par eux l'*algon*, qui prend part à la constitution des sables vaseux et des vases actuelles et qui peut résister longtemps en aquarium. D'un point de vue analogue, on peut penser que les microflores, qui continuent à se développer après le dépôt des sédiments, ont une grande influence sur la transformation de ceux-ci, et en particulier sur la précipitation de diverses substances minérales.

MICROPALÉONTOLOGIE. — *Sur un nouveau Péridinien fossile, à thèque originellement siliceuse.* Note de M. **Georges Deflandre**, présentée par M. Maurice Caullery.

Décrivant en 1933 le *Lithoperidinium oamaruense* ([1]), j'ai présenté la silicification originelle de la thèque comme la plus probable, l'opposant à l'hypothèse de la silicification secondaire d'une membrane cellulosique.

([2]) *Soc géol. de Belgique, Livre jubilaire*, 1924, p. 65.

([3]) *Comptes rendus*, 209, 1939, p. 568.

([1]) *Bull. Soc. Zool. de Fr.*, 58, 1933, p. 265.

En 1936 ([2]), j'ai signalé les découvertes d'Eisenack ([3]) venant à l'appui de mes vues. Or, dès 1932, M. Lefèvre a affirmé qu'il y avait eu substitution d'un test minéral au test cellulosique primitif ([4]). Cette opinion, maintenue dans les Notes successives de cet auteur ([5]), a été adoptée par J. Schiller ([6]).

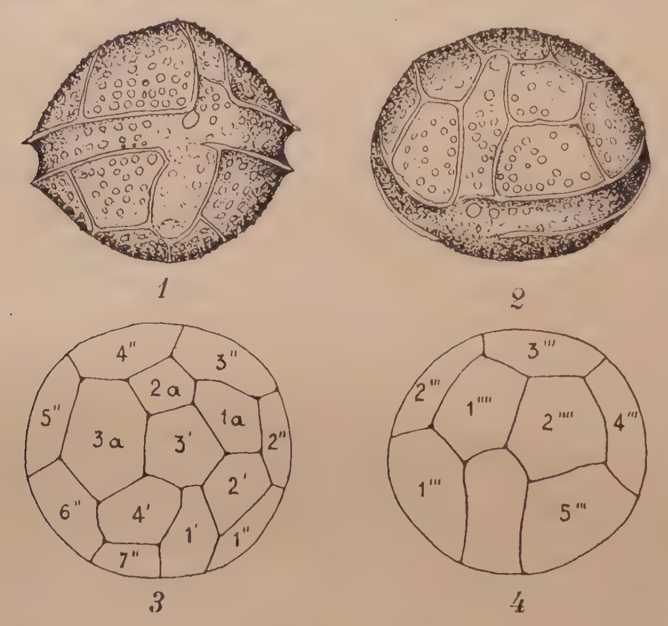


Fig. 1 à 4. — *Lithoperidinium rossicum* n. sp. 1, vue ventrale; 2, vue apicale oblique; 3, tabulation de l'épithèque; 4, tabulation de l'hypothèque. Grossissement 1000.

La découverte d'un nouveau Péridinien silicieux fossile, le *Lithoperidinium rossicum* ([7]) (*fig.* 1 à 4), m'incite à revenir sur cette discussion.

Les arguments mis en avant sont de deux ordres : géologique et biologique. Je renvoie pour le détail des arguments d'ordre géologique à ma

---

([2]) Les Flagellés fossiles, *Actual. Scient. et Ind.*, n° 335, Paris, 1936.

([3]) *Zeits. f. Geschiebeforsch.*, **11**, 1935, p. 167.

([4]) *Comptes rendus*, **194**, 1932, p. 2316.

([5]) *Comptes rendus*, **197**, 1933, p. 81; *Bull. Mus.*, 2e série, 5, 1933, p. 415; *Ann. Crypt. exot.*, 6, 1933, p. 215.

([6]) *Rabenhorst's Kryptogamenflora*, X, Abt. III, Leipzig, 1937.

([7]) Diverses raisons que j'exposerai ailleurs me conduisent à conserver le nom de genre *Lithoperidinium* Defl. pour les espèces décrites par moi. *Lithoperidinium rossicum* n. sp. possède les caractères suivants : thèque siliceuse sphéroïdale un peu aplatie, à sillon transversal à peine hélicoïdal; épi- et hypothèque sensiblement égales; sillon longitudinal très développé sur l'hypothèque; plaques et sillons perforés et reliés par des sutures aliformes; tabulation caractéristique du genre. Longueur 30-34 μ; largeur 34-39 μ. Provenance : diatomite paléocène de Kusnetzk (U. R. S. S.).

première Note de 1933. Eisenack (*loc. cit.*) a insisté sur un des plus importants : l'incompatibilité entre un processus de silicification secondaire et l'extrême finesse de la conservation des structures, tant chez les Dinoflagellés siliceux (comme *Lithoperidinium* ou *Peridinites*) que chez ceux qui sont conservés à l'état de matière organique imprégnée de silice (*Lithodinia*, *Deflandrea*, *Wetzeliella*). *Lithodinia* Eis. provient de calcaires jurassiques dans lesquels des fossiles en aragonite, éminemment épigénisables, *ne sont pas silicifiés*. Par ailleurs les diatomites qui ont livré les *Lithoperidinium* sont intactes, et n'ont pu être traversées par de la silice en mouvement, ce qui eût eu pour effet de les transformer, au moins partiellement, en silexites, comme cela s'est produit en Oranie ([8]).

En signalant ici *la troisième* localité de Péridiens siliceux fossiles, j'élimine le premier argument de M. Lefèvre (*loc. cit.*, p. 216) concernant la rareté de ces organismes, inadmissible d'après lui s'ils avaient été silicifiés originellement. D'autre part, le *Lithoperidinium rossicum* Defl., comme le *L. oamaruense* Defl., *est plus fréquent à l'état de thèque entière et intacte que brisé*, contrairement à ce qui se passe, selon Lefèvre, pour les *Peridinites* de La Barbade. Ce que j'ai observé dans des matériaux de la même provenance (petits organismes aussi souvent brisés que les Péridiniens) me permet d'affirmer que la rareté relative des thèques intactes est due ici à un phénomène mécanique et non à des raisons biologiques, comme le veut M. Lefèvre. L'argumentation qu'il développe largement sur ces bases erronées ne peut donc plus être maintenue.

On sait que de nombreux êtres vivants possèdent de la *silice de constitution* ([9]) et que, chez les plantes en particulier (Prêles par exemple), cette silice n'entrave pas la croissance. Comme l'a fait pertinemment remarquer Eisenack, nous ignorons tout de la forme sous laquelle la silice migre chez les végétaux. Les travaux de Willstätter et autres sur l'existence d'acides siliciques monomoléculaire et oligomoléculaire, hydrosolubles au sens strict, sont de nature à permettre de nouvelles explications de cette mobilisation de la silice et de son accumulation finale, sous forme d'opale. Pour ce qui regarde nos Péridiniens fossiles siliceux, l'objection de Lefèvre concernant les sutures doubles des plaques est sans valeur, car la cellule péridienne peu fort bien être (ou avoir été) capable de maintenir la silice

---

([8]) L. Perruche, *Bull. Soc. franç. de Microsc.*, 7, 1938, p. 23.

([9]) L. Kahane, *Bull. Soc. Philomat.*, 116, 1933, p. 27; G. Antoine, *Contribution à l'étude de certaines formes de la silice dans les tissus animaux* (*Thèse doct. sci.*, Paris, 1940).

de sa membrane sous un état permettant une variation de la taille. Ajoutons que la thèque, à l'état vivant, n'était sûrement pas uniquement siliceuse, mais silico-organique, la silice pouvant s'y présenter sous l'un des états suivants : solution adsorbable, sol, gel, opale, ce dernier état constituant un stade ultime.

Ainsi arguments géologiques et arguments biologiques concordent pour démontrer que la silice des *Lithoperidinium* est originellement une silice de constitution.

BOTANIQUE. — *Sur les conséquences systématiques de la dominance et de la récessivité des caractères spécifiques dans les croisements.* Note de M. ANTOINE DE CUGNAC, présentée par M. Marin Molliard.

J'ai attiré précédemment l'attention, à propos de la réalisation expérimentale du croisement de *Bromus arduennensis* Dmrt. avec *B. arvensis* L., sur les difficultés de la détermination spécifique d'un tel hybride, qu'il y a peu de chances de rencontrer au voisinage des parents, ces plantes annuelles se trouvant à chaque saison dispersées au hasard par les opérations agricoles. Les caractères essentiels de *B. arduennensis* (forme des glumes et glumelles, oreillette, triple arête etc.) se montrent en effet récessifs dans le croisement, l'hybride ne différant de *B. arvensis* que par des traits peu caractéristiques, tels que la dimension un peu plus grande des pièces florales, la panicule plus robuste etc., qui pourraient aussi bien résulter, ainsi que je l'indiquais alors, de l'intervention d'autres espèces, comme *B. grossus* var. *nitidus* Dmrt. par exemple ([1]). Cette prévision se trouve exactement vérifiée par l'expérience, les caractères du nouvel hybride, *B. grossus nitidus* × *arvensis* ou *B. arvensis* × *grossus nitidus*, étant tout à fait semblables à ceux du précédent; ce qui est aussi d'accord avec l'existence d'une étroite proximité phylétique entre les deux espèces croisées avec *B. arvensis* ([2]).

Il en est cependant tout autrement si au lieu de la var. *nitidus* (à épillets glabres) de *B. grossus*, on s'adresse à la forme typique de l'espèce (ép. velus). Les caractères de cette dernière se comportent en effet comme dominants, et l'hybride ressemble étroitement à *B. grossus* typique : ses épillets sont gros et velus, et leurs pièces florales nettement plus grandes que chez les deux hybrides précédents, qui se rapprochent davantage, à

([1]) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 496.
([2]) *Comptes rendus*, 211, 1940, p. 143.

cet égard, de *B. arvensis*. Notons toutefois que la participation de *B. arvensis* peut être décelée par un caractère habituellement négligé dans les descriptions, mais qui se retrouve constamment dominant chez les hybrides dérivés de cette espèce : les anthères sont longues et étroites, pendantes au moment de l'anthèse, au lieu d'être courtes et dressées comme chez l'autre parent.

On voit par ces divers exemples qu'il peut y avoir plus de différences entre deux hybrides provenant de variétés de la même espèce (*B. grossus* typique et var. *nitidus*) qu'entre deux autres réalisés à partir d'espèces morphologiquement plus éloignées (*B. grossus nitidus* et *B. arduennensis*).

De toute façon, la formule couramment employée pour la description des échantillons présumés hybrides récoltés dans la nature : « *caractères intermédiaires entre ceux des parents* », se montre loin de correspondre, en général, à la réalité expérimentale. Au contraire, à part quelques combinaisons intermédiaires (par exemple dimensions des pièces florales des deux premiers hybrides ci-dessus), nous constatons que, pour chaque caractère considéré indépendamment (gène ou facteur héréditaire), l'hybride présente uniquement le type de l'un ou de l'autre des parents, dominant en ce qui concerne ce caractère, tandis que le caractère opposé reste latent (récessif), bien que le gène correspondant soit toujours présent, puisqu'il s'agit d'hybrides de première génération.

Nous retrouvons donc ici les mêmes lois que celles qui président à la manifestation des caractères des hybrides étudiés par les génétistes, bien que leurs recherches portent le plus souvent sur les hybrides intervariétaux, réalisés entres les membres d'une même espèce, qui sont choisis de préférence à cause de leur aptitude à fournir une descendance. Mais il s'y ajoute, dans le cas des hybrides interspécifiques, divers problèmes systématiques, résultant notamment de leur stérilité habituelle, qui ne permet de les étudier qu'en F_1 (sans disjonction ni retour aux parents par conséquent), et de l'incertitude de la détermination des parents présumés, qu'il serait nécessaire de connaître pour l'identification systématique des échantillons. Quelques nouveaux exemples me paraissent susceptibles de faire ressortir plus nettement certaines de ces difficultés.

On a vu que *B. arduennensis* se montre récessif dans le croisement avec *B. arvensis ;* il en est de même avec *B. macrostachys* Desf., *B. secalinus* L., *B. grossus* et sa var. *nitidus*. La récessivité de cette espèce ne permet donc de reconnaître son intervention que si les hybrides formés sont fertiles, comme cela a lieu pour les trois derniers cités, et dans ce cas en F_2 seulement.

Un exemple inverse est fourni par *B. macrostachys*, dont la dominance est complète dans ses croisements avec *B. arduennensis*, *B. grossus nitidus*, *B. arvensis*, *B. squarrosus* L. Ces divers hybrides sont pratiquement indiscernables, et se séparent à peine de *B. macrostachys* par un développement luxuriant, fréquent chez les hybrides (hétérosis). Seul se reconnaît l'hybride obtenu avec *B. arvensis*, par le caractère staminal signalé plus haut, dont on voit ici l'importance.

Enfin un autre cas est celui des hybrides de *B. grossus*, celui-ci se montrant dominant à l'égard de *B. arvensis* et de *B. arduennensis*. L'espèce et les hybrides peuvent se confondre avant la fécondation; dans la suite, la stérilité du premier révèle seulement son hybridité. Mais le second, fertile et identique à *B. grossus*, ne s'en distinguera qu'en F_2, où a lieu la disjonction ([3]).

Cette série d'exemples, où la dominance et la récessivité portent sur les caractères principaux qui servent à la détermination des espèces, montre que, dans les cas de ce genre, seul le parent dominant peut être décelé en F_1; le récessif étant indéterminable si l'hybride est stérile, ou reconnaissable seulement en F_2, s'il est fertile.

Dans ces conditions il peut paraître souvent aléatoire ou arbitraire d'assigner une position systématique strictement définie aux hybrides récoltés dans la nature; et l'on voit d'autre part la nécessité d'établir méthodiquement, par des séries de croisements expérimentaux, les relations de dominance et de récessivité des divers caractères spécifiques.

BACTÉRIOLOGIE. — *Thermosensibilité et dimensions des bactériophages.* Note de M. **Eugène Wollman** et Mme **Élisabeth Wollman**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Nous nous sommes proposé d'étudier l'action de la chaleur sur les bactériophages ; action sur laquelle on ne possède que des données fragmentaires et ayant trait, presque exclusivement, aux températures d'inactivation de quelques-uns d'entre eux.

Pour d'Hérelle, tous les bactériophages sont détruits en 30 minutes à 75°. Pour d'autres auteurs, il y aurait de grandes différences dans la thermosensibilité des divers bactériophages, les uns étant inactivés en 30 minutes à 61°, tandis que d'autres ne sont détruits qu'à 80° ou même 85°. Krueger a étudié l'inactivation par la chaleur d'un bactériophage staphylococcique

---

([3]) *Comptes rendus*, **209**, 1939, p. 696.

en fonction du temps et a trouvé qu'elle s'exprime par une courbe logarithmique.

Nos recherches ont porté sur des bactériophages dont les dimensions étaient données soit directement, par les résultats de l'ultrafiltration et de l'ultracentrifugation, soit indirectement, par leur comportement aux rayons X. Les bactériophages sont étendus avec du bouillon de manière à donner, en présence du germe sensible, plusieurs centaines de plages. Ces dilutions sont portées dans un bain-marie réglé à la température voulue. Une goutte de la dilution non chauffée, ainsi que de chaque échantillon chauffé, est ensuite étalée sur de la gélose nutritive, en présence du germe sensible.

Après incubation à 37°, on procède à la numération des plages, c'est-à-dire des corpuscules bactériophages contenus dans les échantillons témoin et chauffés.

L'inactivation des bactériophages par la chaleur se fait suivant une loi exponentielle. Voici, à titre d'exemple, une expérience portant sur le bactériophage dysentérique C 16.

Température du bain-marie, 55°.

Durée d'exposition (en minutes)...	15.	45.	60.	180.	240.	420.
Proportion (%) de corpuscules actifs	88	66	52	25	11	1,4
Valeurs calculées pour une courbe exponentielle simple.	88	66	58	20	11	2,3

D'autre part la proportion de corpuscules bactériophages ayant résisté pendant un temps déterminé à une température donnée est, d'une façon générale, d'autant plus élevée que les corpuscules sont plus grands.

TABLEAU I.

		Proportion d'éléments	
Bactériophage.	Dimensions.	résistant aux rayons X. (225 000 r.).	ayant résisté 3 heures à 55°.
1. Dysentérique S 13....	10– 12 mμ	80 %	0; (6 % après 10 min.)
2. Dysentérique C 16....	50– 75 »	15 »	25 %
3. Typhique 105........	60– 90 »	15 »	30 »
4. Subtilis	100–120 »	3 »	?; (75 % après 8 heures)

Le même fait ressort d'expériences sur la thermostabilité de deux bactériophages streptococciques.

Le comportement de ces bactériophages aux rayons X permet de leur assigner, approximativement, les dimensions des bactériophages dysentériques C 16 et S 13, à savoir, 50-75 mμ et 10-12 mμ respectivement.

TABLEAU II (¹).

Bactériophage.	Dimensions.	Proportion d'éléments résistant aux rayons X.		Proportion d'éléments résistant à 55°.	
1. Dysentérique S 13....	10–12 mμ	37 %	à 150 000 r.	6 %	après 10 min.
2. Streptococcique B 563.	?	33 %		0 »	
3. Dysentérique C 16....	50–75 mμ	30 %	à 60 000 r.	25 %	après 3 heures
4. Streptococcique D 693.	?	20 %		20 »	

On voit par ces résultats que la thermosensibilité des bactériophages est, en général, d'autant plus marquée qu'ils sont plus petits et plus radiorésistants. Dans certains cas, pourtant, cette règle semble être en défaut. C'est ainsi que le bactériophage Coli 36, de petite taille (20-30^{mm}), s'est montré fortement thermorésistant. Par contre, le bactériophage du *B. megatherium*, de taille moyenne (30-40^{mm}), est rapidement inactivé. Toutefois le rapport relevé entre la thermosensibilité et les dimensions des bactériophages se vérifie pour la grande majorité des cas étudiés jusqu'ici et mérite d'être signalé. Ce rapport paraît s'interpréter le mieux (F. Holweck) dans l'hypothèse que les facteurs lysogènes sont des structures monomoléculaires.

Guidé par cette notion, notre collègue P. Grabar a réuni les données existantes sur les poids moléculaires des protéines, ainsi que sur leurs températures de coagulation. Nous en rapportons quelques-unes dans le tableau ci-dessous :

TABLEAU III.

Protéine.	Poids moléculaire.	Température de coagulation.
Bence-Jones	35 000	50-58°
Ovalbumine	36-42 000	56
Hémoglobine	68 000	64
Sérumalbumine	68 000	67
Sérumglobuline	180 000	75
Hémocyanine	2 à 7 000 000	68-72
Virus-protéine de la mosaïque du tabac	17 000 000	94

Compte tenu des réserves qui s'imposent dans l'appréciation de données recueillies dans des conditions souvent dissemblables, la relation signalée entre les dimensions moléculaires et la thermosensibilité des protéides paraît se vérifier assez largement.

La séance est levée à 15^{h}25^{m}.

A. Lx.

(¹) Les résultats d'irradiation consignés dans les tableaux I et II ont été obtenus dans des conditions différentes.